

パルス変調としてのニューロンモデルに関する検討

楊 国林* (チャロンニポンワーニッチ スワット)

A Study of the Neuron Model from the Point of View of Pulse Modulation

Koulin Yoh (Suwat Charoennibhonvanich)

要 旨 神経細胞の情報伝達機構は、かなり古くから不連続的な電気興奮の伝導であることが知られていた。神経細胞が行なっている情報処理の機構を、最近の神経細胞に関する多くの新しい知見にもとづいて、いろいろな角度から解析することは、脳の働きを解明する上で非常に重要なことである。筆者はこれまでの研究の中で、神経細胞の不連続的な電気信号が、次々と伝達して行く過程を、個々の電気信号の相隣合う間隔（インパルスインタバル）の従属性に着眼し、いくつかの新しい手法を提案しながら解析を行なった。その結果、神経細胞の機能が単に閾値論理のみではなく、同時に変調機能も有していることが明らかになった。したがって、神経細胞の機能を理解する上で、本来の閾値論理としての処理機能と、インパルスインタバルについての変調機能が非常に重要であることが示唆された。そこで本報告では、工学的な立場からこの変調機能に着目して、神経細胞を通信系に見立てた。そこから、脳が行なっている情報の伝達方式を、パルス変調という観点から展開し、検討を行なったものである。

1. はじめに

パルス変調 (pulse modulation 略称 PM) とは、信号を伝送するために電子装置を用いて、信号を変調して通信するひとつの方式である。この他にも、一般的によく知られている通信方式として、振幅変調 (amplitude modulation 略称 AM) や、周波数変調 (frequency modulation 略称 FM) などがある。

AM および FM 通信方式では、搬送波と呼ばれる高い振動数を持つ正弦波の振動を利用し、そのパラメータを伝送しようとする情報にあわせて変化させながら行うものである。たとえば AM 通信方式では、この搬送波である正弦波形に対して、信号をその振幅の増減に変えたものであり、一方 FM 通信方式では、信号を搬送波の周波数に変換したものである。

それに対し、PM 通信方式は搬送波のかわりに繰り返しパルスを用いるものであるが、このときにパルスのどのようなパラメータを用いて、情報をのせるかによって PAM (pulse amplitude modulation), PCM (pulse code modulation), PPM (pulse position modulation) など、多くの方式に細分され、これらは既に実用化となっている。

このふたつの通信方式の違いは、簡単にいうと、AM や FM 方式が連続的な信号の変化に情報を重畳させているのに対して、PM 方式では離散的な信号に情報を潜在させていることである。

一方、神経細胞 (Neuron; 以下ニューロンと称する) の動作は、主にヤリイカなどの巨大神経軸索を用いて、近年までに電気生理学的にかなり詳細に調べられてきた¹⁾。そのなかで、ニューロンは電氣的興奮 (インパルス) を次々と連なるニューロンへ伝えていくことが知られてきた。このときに伝えられる情報が、ニュー

* 本学助教授 生体情報工学

ロンの発火するインパルスの密度にばかり存在するのではなく、相続くインパルスとインパルス間のインタバルの詳細な時間構造の中にも含まれているとして、それに着目した研究が数多く報告されている²⁾⁻⁶⁾。

このようにして見てくると、神経細胞の情報伝達方式は、通信系でいうPM方式に非常に類似していると考えられる。また、インパルスとインパルスの位置が重要な意味をもっていることから、特に通信方式の中でもPPM方式であることが推察される。

ニューロンの生理機構の解明は生理学のみならず、工学の分野にとっても非常に興味深いものであり、その機能はいろいろな方面において、高い利用価値の可能性を含んでいる⁷⁾⁻¹⁰⁾。

そこで本研究では、まずはじめに生理学的知見に基づいたニューロンのデジタル・モデルを構成した¹¹⁾。次に、ニューロンモデルとこのPPM通信方式から、ニューロンの入出力の方式を通信系に見立てて導出した。これらからニューロンの情報伝達機構を通信系としての特性より検討を行なった。

2. ニューロンモデルの構成

本研究で用いたニューロンモデルはSegundoらによって開発されたデジタル・ニューロンモデル¹²⁾を基礎に、最近明らかになってきたニューロンの生理学的知見^{13),14)}を加えた上で、改良型のニューロンモデルを構成した¹⁵⁾。モデルの各パラメータは、特にシナプス部の化学的構造に着目して、ニューロンの生理学的現象が可能な限り忠実に再現できるように設定した。

モデルは以下に示す四つの基本的な生理学的知見から構成した。

(a) 絶対不応期 (Absolute Refractory Period); 一度発火したニューロンは、どのような入力があっても一定時間内 (t_0) では絶対に発火することはない。またこのような絶対不応期間内において、どのような入力に対しても

後部細胞膜内は、電位として重畳されることはない。

(b) 閾値関数 [$T(t)$]; 軸索の末端に到達したインパルスは、シナプスを介して次の細胞体内に電位を生じさせる。この電位は時間的に重畳され、一定の発火閾値 $T(t)$ に達したときニューロンはインパルスをひとつ発する。絶対不応期を経過した後も、しばらく発火しにくい相対不応期 (Relative Refractory Period) と呼ばれる期間がある。このような閾値論理を、ゆるやかに下降する関数 $T(t)$ (時定数 α_R) として、次式のように表わした。

$$T(t) = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) e^{-\alpha_R(t-t_0)} \quad (1)$$

相対不応の期間は、膜電位が安定した状態に比べると多少興奮しにくいが入力の頻度によってはインパルスを出力することが可能である。

(c) 興奮性シナプス後部電位 (EPSP: Excited Post Synaptic Potential); ニューロンへの入力の刺激頻度を変えると、シナプスによってはEPSPの振幅が変化することが近年報告されている¹²⁾。これは、学習の形成にとって非常に重要であると考えられている⁷⁾⁻⁹⁾。そこで、シナプス部のパラメータとしてEPSP波形の振幅(A)を設定しこれを用いた。ところがシナプスによっては、ニューロン内の電位を抑制するような抑制性のものも存在し、このようなニューロンも非常に重要な役割を担っていることが予想される。ただし、簡単のため本報告ではEPSPについてのみ考慮する。

(d) 膜電位関数 [$P(t)$]; ひとつのインパルスがシナプスを介してその後部細胞膜に生じさせるEPSPは、特有の時間推移 (時定数 α_p) をもった電位波形である¹⁷⁾。また細胞膜は、膜抵抗が変化すると膜電位に影響を及ぼしてくる¹⁸⁾。したがって膜電位関数は、EPSPの代数和の膜自身がつ時定数 α_M (膜電位が静止膜電位 P_{∞} に達するまでの時間経過) の二つの要素から次式のように設定した。

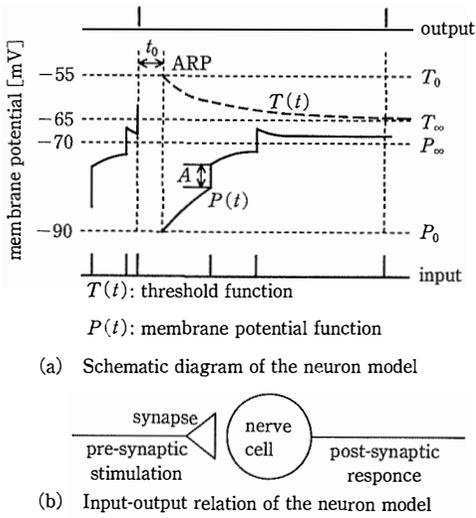


図1 ニューロンモデルの動作モードとシステム図

$$P(t) = P_{\infty} + (P_0 - P_{\infty}) e^{-\alpha_M(t-t_0)} + A \sum_i e^{-\alpha_P(t-t_i)} \quad (2)$$

ただし t_i : i 番目の入力インパルスの発生時点

このように設定したニューロンモデルは上述の関数が $P(t) \geq T(t)$ のときにインパルスをおよぼし出力する¹⁹⁾。このような動作を模式的に現わしたのが図1(a)である。また実際のニューロン回路網は、非常にたくさんのニューロンによって構成されており、その仕組みは非常に複雑である。その回路構成を検討するだけでもたいへんな作業となってしまう。ところが、ここではこのような回路構成を解明することを目的とするところではない。したがって、簡単のために図1(b)に示すような単一入力単一出力のシステムについて扱って行くことにする。

3. 入力出力パルスの表現

ニューロンモデルに与える入力パルスと、その入力によってニューロン内部で重畳された結果放出される出力パルス表現するために、あらかじめ次のような予備的考察を行なう²⁰⁾。これは最終的に、ニューロンが行なっている入

出力信号の状態を通信系モデルに見立てて記述するためのものである。したがってそのために、パルスそのものを関数として表現し、そこからさらに、繰り返しパルスへと拡張していくための手順について説明する。

ある時間関数 $f(t)$ が T を周期とする周期関数であるとき、この時間関数 $f(t)$ はフーリエ級数に展開することによって次のように表現することができる。

$$f(t) = a_0 + \sum (a_n \cos n\omega_0 t + b_n \sin n\omega_0 t) \quad (3)$$

ただし

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$$

$$a_n = \frac{2\pi}{T} \int_0^T f(t) \cos n\omega_0 t dt$$

$$b_n = \frac{2\pi}{T} \int_0^T f(t) \sin n\omega_0 t dt$$

また、ある関数 $f_1(t)$ が $|t|$ の大きいところではじゅうぶん早く0に収束すれば $f_1(t)$ はフーリエ変換によって

$$f_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(f) e^{j2\pi ft} df \quad (4)$$

ただし

$$F_1(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (5)$$

と表すことができる。ところが、この $f_1(t)$ の波形がある時間 T を周期として繰り返された場合、その波形 $f(t)$ は先の(3)式で表されることになる。そこで簡単に表示を行なうために、これらを複素形式のフーリエ級数で書き換える。あらかじめ、正弦関数を次のような回転ベクトルに分解しておく。

$$\cos n\omega_0 t = \frac{e^{jn\omega_0 t} + e^{-jn\omega_0 t}}{2} \quad (6)$$

$$\sin n\omega_0 t = \frac{e^{jn\omega_0 t} - e^{-jn\omega_0 t}}{2j} \quad (7)$$

これらを(3)式に代入して複素形式のフーリエ級数として(8)式のように書きなおすことができる。

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{jn\omega_0 t} \quad (8)$$

なおこの際 $f_1(t)=0, |t|>T/2$ と仮定しておき、また $\omega_0=2\pi/T$ であることから

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{j(2\pi n/T)t} \quad (9)$$

ただし

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-j(2\pi n/T)t} dt \\ &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f_1(t) e^{-j(2\pi n/T)t} dt \\ &= F_1 \left(\frac{n}{T} \right) \frac{1}{T} \end{aligned}$$

したがって、繰り返しパルスのスペクトルは、単一パルスの振幅スペクトル密度 $F(f)$ を次のように求めればよいことがわかる。このときの単一パルス波形とそのスペクトルは図2の通りである。ただしこの単一方形波のスペクトルは連続である。

$$\begin{aligned} F(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j2\pi f t} dt \\ &= A \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-j2\pi f t} dt \\ &= A \frac{\sin \pi f T}{\pi f} \quad (10) \end{aligned}$$

一方、繰り返しパルスのスペクトルは不連続であるが、その包絡線は、単一パルスのスペクトルのそれと同じ形をしている。したがって、繰り返しの場合には基本波形の整数倍の周波数成分のみを持つことになるので、繰り返しパルスでは、スペクトルが $1/T$ おきの線スペクトルとなる。そして、その包絡線は繰り返し周期 T に無関係な単一パルスの周波数スペクトルに等しい。

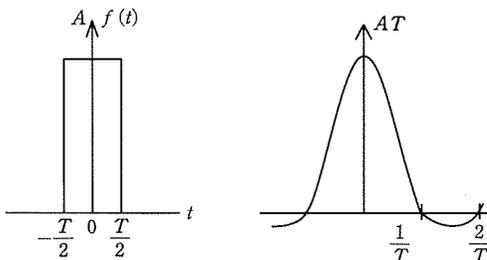


図2 単一パルスとそのスペクトル図

以上のことから、繰り返しパルスは、ひとつの方形パルスを図3のように仮定し、この振幅スペクトル密度を、(10)式のように計算すればよいことがわかる。

$$\begin{aligned} F_1(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{-j2\pi f t} dt \\ &= A \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{-j2\pi f t} dt \\ &= A \frac{e^{j\pi f \tau} - e^{-j\pi f \tau}}{j2\pi f} \\ &= A\tau \frac{\sin \pi f \tau}{\pi f \tau} \quad (11) \end{aligned}$$

この式が、図4に示すようなスペクトルの包絡線をもつことになる。この図からわかるように、スペクトルの形はパルス幅 τ だけで決まることになる。またこれが0を通る周波数 f は、

$$f = \frac{m}{\tau} \quad m=1, 2, \dots$$

与えられる。したがって、これが周期 T で繰り返されたときには、図4に示したように(11)式を $2/T$ 倍した包絡線を持ち、 $1/T$ おきの線スペクトルになる。

したがって、繰り返しパルスは極形式で表せば

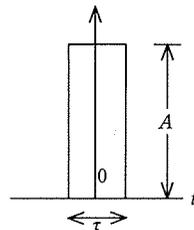


図3 方形パルスの波形

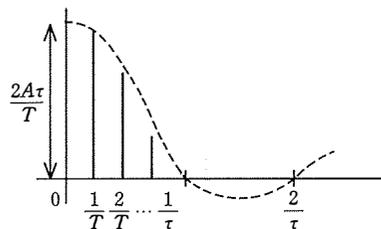


図4 振幅スペクトル図

$$f(t) = \frac{A\tau}{T} + \frac{2A\tau}{T} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi f_0 \tau}{n\pi f_0 \tau} \cos 2n\pi f_0 t \quad (12)$$

ただし

$$f_0 = \frac{1}{T}$$

と書くことができる。

4. ニューロンモデルへの適用

通信系におけるパルス位置変調は、周期 T ごとに規則正しく繰り返されるパルスの発生位置を、信号によって前後させて伝送する方式である。

ニューロンにおける信号の変調も、このような繰り返しパルスの入力を、ニューロン内部で変調を行なっているものと考えられる。厳密に言えば、規則正しいパルスが絶えず入力として与えられるわけではなく、既に何んらかの形で変調されたものが入力となることが多い。しかし、議論を簡略化するためにここでは簡単に、図5で示したように、入力信号が周期 T_{IN} ごとに規則正しく繰り返すパルスと仮定し、これを $f_{IN}(t)$ としたときに、極形式のフーリエ級数で表現すると、(12)式から次のようになる。

$$f_{IN}(t) = \frac{A\tau}{T_{IN}} + \frac{2A\tau}{T_{IN}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi f_{IN} \tau}{n\pi f_{IN} \tau} \cos 2n\pi f_{IN} t \quad (13)$$

ただし

$$f_{IN} = \frac{1}{T_{IN}}$$

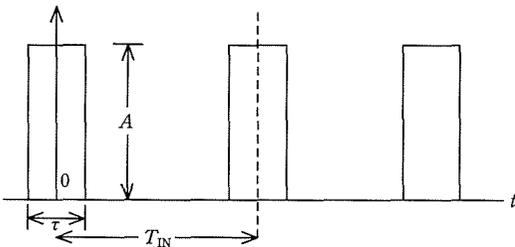


図5 繰り返しパルスの波形

繰り返しパルスでは、パルスが周期 T ごとに規則正しく存在するが、ここでは信号によってパルスの発生位置が前後することになる。そこで、仮に信号を正弦波 $\cos pt$ と仮定すれば、パルスが正規の位置から $t_d \cos pt$ だけ変化すると考えられるから、パルス位置の最大偏移時間は t_d となる。したがってパルスの各周波数成分が位相変調を受けることになる。たとえば、第 n 高調波 $n\omega_0$ の周波数成分を考えると、その1周期は T/n であるから t_d の時間変化は、 $2\pi(nt_d/T)$ の位相変化に相当する。そこで、

$$\phi_d = 2\pi \frac{t_d}{T}$$

とおくと、繰り返しパルスの関数から、パルス位置変調波は、次のように表される。

$$f(t) = \frac{A\tau}{T} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\omega_0 \tau / 2}{n\omega_0 \tau / 2} \times \cos \{n\omega_0 t + n\phi_d \cos pt\} \right] \quad (14)$$

そこで、ニューロンにおいても、出力信号として、同じように異なった周期 T_{OUT} を持つ繰り返しパルスが放出することになるから、出力波形 $f_{OUT}(t)$ は(14)式と同様な形で表すことができる。

$$f_{OUT}(t) = \frac{A\tau}{T_{IN}} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\omega_0 \tau / 2}{n\omega_0 \tau / 2} \times \cos \{n\omega_0 t + n\phi_d \cos pt\} \right] \quad (15)$$

このようにして、ニューロンの入出力信号である不連続なパルスは、通信系におけるパルス変調の理論を考慮に入れて適用することができる。

5. 検 討

次に問題となるのは、(15)式において、この周期 T_{OUT} がどのようにして生じてくるかと言うことである。変調が行なわれたときに、出力の周期は、規則正しい入力のパルス列に対して、正規の位置から変化する時間 t_d によって、その位置が前後にずれることになる。したがっ

て、その偏移時間が重要なパラメータとなってくる。そこで、もう一度ニューロンのモデルに戻って、この偏移時間 t_0 を決定する条件について検討する。

先に定義したように、本研究で提案したニューロンモデルは、式(1)と(2)の関係が

$$P(t) \geq T(t)$$

となったときに、ひとつのパルスを発生する。したがって、このときの時間 t によって出力パルスの周期 T_{OUT} が決定することになるわけである。したがって、もう一度(1)、(2)式の関係から

$$\begin{aligned} T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) e^{-\alpha_P(t-t_0)} \\ \leq P_{\infty} + (P_0 - P_{\infty}) e^{-\alpha_M(t-t_0)} + A \sum_i e^{-\alpha_P(t-t_i)} \end{aligned} \quad (16)$$

が成り立つことが分かる。この式(16)を整理すると次のようになる。

$$\begin{aligned} (P_0 - P_{\infty}) e^{-\alpha_M(t-t_0)} + A \sum_i e^{-\alpha_P(t-t_i)} \\ - (T_0 - T_{\infty}) e^{-\alpha_P(t-t_0)} - (T_{\infty} - P_{\infty}) \leq 0 \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、この(15)式の第2項に着目したときに、 $t/T_{IN} = nT$ とすると、

$$T_{IN} \geq t_0 \text{ のとき}$$

$$\text{第2項} = A e^{-\alpha_P} \sum_{i=0}^{nT-1} e^{iT_{IN}}$$

となる。また、

$$T_{IN} < t_0 \text{ のとき}$$

$$t_0/T_{IN} \text{ の商} = k \text{ とすれば、}$$

$$\text{第2項} = A e^{-\alpha_P} \sum_{i=0}^{nT-k-1} e^{iT_{IN}}$$

ゆえに

$$\begin{aligned} (P_0 - P_{\infty}) e^{-\alpha_M(t-t_0)} + A e^{-\alpha_P} \sum_{i=0}^{nT-k-1} e^{iT_{IN}} \\ - (T_0 - T_{\infty}) e^{-\alpha_P(t-t_0)} - (T_{\infty} - P_{\infty}) \leq 0 \end{aligned} \quad (18)$$

ただし、 $k \geq 0$ $k=0$ if $T_{IN} \geq t_0$

となり、結果的にこの(18)式を満足する t が偏移時間 t_0 を決定する条件式となる。

6. 結 論

以上のことから、ニューロンの発火出力の状態をパルス変調として表現することが可能であることが分かった。また、同時にこのように記述することによって、変調信号の条件を定義することができ、ニューロンモデルにおける、重要なパラメータを限定することができた。

今後、これらのことについての事実は、生理学的見地からの実証を持つほかないが、工学的な面における利用は、期待するところが大きい。

参 考 文 献

- 1) J. C. Eccles: The understanding of the brain, Mcgraw-hill book comp., A blackiston Pub., 1977.
- 2) H. Nakahama, N. Ishii, M. Yamamoto and H. Saito: Stochastic Properties of Spontaneous Impulse Activity in Central Single Neurons, Tohoku J. Exp. Med., Med., 104, 373/409, 1971.
- 3) C. Suwat, 小林敏孝, 辻 陽一, 奥野治雄, 南 敏: ニューロンモデルによる時間構造処理機能の検討, 第22回日本 ME 学会大会, 第21巻特別号, 499, L-4, 1983.
- 4) 塚田 稔, 佐藤利三郎: コンピュータシミュレーションによるシナプス入出力関係の解析, 日本 ME 学会誌, 10, 5, 370/378, 1972.
- 5) 塚田 稔, 石井直宏, 佐藤利三郎: コンピュータシミュレーションによるシナプス情報処理機構の解析—セミマルコフ情報源に対する影響—日本 ME 学会誌, 12, 4, 209/217, 1974.
- 6) H. Nakahama, M. Yamamoto, H. Ishii, K. Aya and Y. Tani: Dependency representing markov properties of spike trains record from central single neurons, Tohoku J. Exp. Med., 122, 99/111, 1977.
- 7) K. Fukushima and S. Miyake: Neocognitron: A new algorithm for pattern recognition tolerant of deformations and shift in position, Pattern Recognition, 15-6. 445/469, 1982.
- 8) 福島邦彦: コグニトロンのパターン分離能力

- の向上, 信学会論文誌, J62-A, 10, 650/657, 1979.
- 9) 福島邦彦: 視覚パターン認識における選択的注意機構の神経回路モデル, 信学会論文誌, J69-D, 6, 993/1003, 1986.
- 10) 二見亮弘, 星宮 望: 短期記憶に基づく階層的時系列パターン認識の神経回路モデル, 信学会論文誌, J70-D, 6, 1235/1241, 1987.
- 11) C. Suwat: モデルによるニューロンの発火時系列の従属性に関する検討, 文化女子大学研究紀要21集, 377/386, 1990.
- 12) J. P. Segundo, D. H. Perkel, H. Wyman, H. Hegstad and G. P. Moore: Input output relations in computer simulated nerve cells, *Kybernetik*, 4, 157/171, 1968.
- 13) 田崎一二, 松本 元: 神経興奮のメカニズム, 産業図書, 1978.
- 14) 大澤一爽: シナプス小胞, 東京大学出版会, 1986.
- 15) C. Suwat, 小林敏孝, 辻 陽一: モデルによるニューロンの情報処理機能の推定, 日本ME学会論文誌, 23-2, 54/57, 1985.
- 16) J. C. Eccles, J. I. Hubbard & O. Oscarsson: Intracellular recording from cells of the ventral spinocerebellar tract, *J. Physiol.*, (Lond.), 158, 486/516, 1961.
- 17) 竹内 昭: シナプス膜のイオン透過性: 伝達物質と受容物質, 現代の神経科学, 産業図書, 1976.
- 18) A. L. Hodgkin and A. F. Huxley: A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve, *J. Physiol.*, 117, 500, 1952.
- 19) 伊藤正男: ニューロンの生理学, 岩波図書, 1972.
- 20) 瀧 保夫: 通信方式, コロナ社, 1979.